

文章编号: 2095-4980(2023)01-0001-15

太赫兹表面等离激元的研发与应用

牛昭然¹, 蔡志鹏², 张 岩^{*1}

(1.首都师范大学 物理系, 北京 100048; 2.陕西理工大学 物理与信息工程学院, 陕西 汉中 723001)

摘 要: 表面等离激元的研究推动了超分辨成像、高灵敏传感、片上集成系统等应用的发展。将其应用在太赫兹这一高穿透性、高带宽波段时必然会带来更多迷人的功能。由于太赫兹波段频率较低, 表面等离激元具有许多不同于可见光的现象。通过控制金属表面微纳结构或半导体材料与太赫兹波之间的相互作用, 人们实现了对太赫兹波表面波的控制。本文综述了太赫兹波段表面等离激元的基本原理和研究历程, 介绍了近年来在此波段开展的热门研究成果, 如波前整形、片上波导、可调谐器件等, 最后总结了这一领域的发展瓶颈并展望了未来主要发展方向, 希望能够进一步推动太赫兹波段表面等离激元应用的发展。

关键词: 太赫兹; 表面等离激元; 超表面; 可调谐

中图分类号: TN29; O439

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA2022018

Design and applications of terahertz surface plasmon polaritons

NIU Zhaoran¹, CAI Zhipeng², ZHANG Yan^{*1}

(1.Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China;

2.School of Physics and Telecommunication Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong Shaanxi 723001, China)

Abstract: Surface Plasmon Polaritons(SPPs) has promoted the development of applications such as strong radiation sources, super-resolution imaging, sensitive sensing, and on-chip integration. It will inevitably bring more fascinating functions when it is applied to the terahertz(THz) band which has advantages of strong-penetration, high-bandwidth, and so on. Due to the low frequency of THz radiation, many distinctive phenomena of SPPs have occurred in this range. By controlling the interaction between the subwavelength metal structures or semiconductor materials with the THz radiation, the approach for modulating SPPs in such low-frequency domain has been realized. In this paper, the basic principles and research history of SPPs in the THz range are reviewed, then the hot topics carried out in recent years are introduced, such as electric field modulation, on-chip waveguides, and tunable devices. At last, the bottleneck problems are summarized and the future trends are expected.

Keywords: terahertz; Surface Plasmon Polaritons; metasurface; tunable

1 THz-SPPs 的分类

THz-SPPs 可以存在于各种不同类型的金属波导上, 常见的波导载体有金属平面、金属丝/管、金属空穴阵列波导等, 最近还报道了利用石墨烯等对电场有响应的载流子材料做波导载体, 以在太赫兹波段模拟金属在可见光波段的色散特性。这些在不同载体上传导的 THz-SPPs 模式传播特性也各不相同。本节将对常见的 THz-SPPs 波导结构进行介绍, 并讨论它们所导模态的色散关系。

1.1 Zenneck 波

金属平面是最简单的表面波载体^[1-2], 以它为例来分析表面等离激元的特性。在金属平面上传播的表面波最

收稿日期: 2022-01-12; 修回日期: 2022-03-31

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11774246; 12174271)

*通信作者: 张 岩 email: yzhang@cnu.edu.cn

早由 Zenneck 提出^[1], 当激发光从自由空间入射到半无限大金属与电介质交界面上时, 所产生的 SPPs 沿界面传输, 只存在横磁(Transverse Magnetic, TM)模式^[3], 即磁场完全分布在与电磁波传播方向垂直的横截面内, 磁场仅有 H_y 分量, 其电场几乎只包含垂直于金属表面的分量, 强度沿界面以指数形式衰减, 如图 1(a)所示^[4]。由亥姆霍兹方程与连续性边界条件可计算出界面上 SPPs 的色散:

$$k_{sp} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (1)$$

如图 1(a) $k_x - \omega$ 曲线中的弯曲实线所示, 其中 k_{sp} 是 SPPs 的波矢, k_0 是自由空间入射光的波矢, ϵ_d 和 ϵ_m 分别是介质与金属的复介电常数, ω 为电磁波的圆频率。由上式可以得出 SPPs 的波长小于自由空间光波长的结论, 说明了 SPPs 亚波长的特性。SPPs 波长、传播长度和穿透深度称为 SPPs 的特征长度^[5], 其中 SPPs 的波长由式(2)表示, 传播长度由式(3)表示:

$$\lambda_{sp} = \frac{2\pi}{\text{Re}(k_{sp})} \quad (2)$$

$$\delta_{sp} = \frac{1}{2\text{Im}(k_{sp})} \quad (3)$$

在介质和金属中的穿透深度分别为:

$$\delta_d = \frac{1}{|k_{zd}|} = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\epsilon_d + \epsilon_m}{\epsilon_d^2} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\delta_m = \frac{1}{|k_{zm}|} = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\epsilon_d + \epsilon_m}{\epsilon_m^2} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

在可见光波段, SPPs 在介质侧和金属侧的穿透深度都在亚波长范围内, 有较强的场局域特性。但当频率降低到太赫兹波段时金属的 ϵ_m 非常大, 几乎到了 10^5 , k_{sp} 约等于 k_0 , SPPs 容易达到波矢匹配发散到自由空间中去, 穿透深度非常大, 据 Tae-In Jeon 等 2006 年在 0.4 THz 对铝片上的表面波的测量, 虽然波导的平均衰减系数低至 0.023 cm^{-1} , 而穿透深度却高达 7.6 mm, 场局域性较弱, 因此太赫兹 SPPs 在裸金属平面上很难实现远距离传播^[2]。

看似裸露的金属表面实际上常常覆盖有薄介质层, 可能是人为涂敷, 也可能受金属氧化或者污染等破坏, 因此探究介质覆盖对金属表面 SPPs 的传播特性影响是必不可少的。2004 年 J Saxler 等对比了裸金属平面和覆盖有不同厚度环烯介质膜的金属平面上太赫兹 SPPs 的传播特性^[6], 实验装置如图 1(b)中第 1 幅图所示。实验结果证明了在金属表面存在介质膜时, SPPs 场分布会发生剧烈变化产生强约束, 如图 1(b)中 2 幅点图所示。这种约束随着薄膜厚度的增加将变得更强。从频域上看, 当介质膜厚度恒定时, 频率越高, 穿透空气的能力越低。此后人们经常通过在金属平面覆盖介质薄膜来防止 SPPs 耦合到自由空间中去, 由此提高波导场局域的能力^[7-9]。对介质薄膜覆盖时导模特性的研究也为平面金属波导传感器提供了思路^[6-7]。

1.2 Sommerfeld 波

金属平面波导存在传播距离短, 局域性弱, 几何形状不够小型化的缺陷, 在一些精细的应用和集成上受到限制, 例如内窥镜检查等。1899 年 Sommerfeld 在关于有限导电性圆柱导线 SPPs 的研究中提出, 由于圆柱形结构的对称性, 其电场是沿径向极化的, 被称之为 Sommerfeld 波^[10-11]。这在 Wang 等 2004 年的工作中得到了证明, 他们沿垂直于轴的方向逐点扫描了一根金属丝上方空间和下方空间的时域信号, 如图 2(a)左侧的红、蓝线所示, 再将扫描所得数据处理成图 2(a)中间所示的二维电场分布, 实验表征了金属丝 SPPs 的模式特征。接着对金属丝波导在传播 4 cm 和 24 cm 处的时域信号进行测量, 分别如图 2(a)右边的黑、红线所示, 发现时域信号波形与强度几乎没有变化, 金属导线波导的平均衰减系数低至 0.03 cm^{-1} 。同样的, 薄涂层对太赫兹 SPPs 沿金属线传播的影响也被研究。Nick C.J.van der Valk 等在 2005 年的工作中, 证明了由于不同频率下镀膜金属线的有效折射率不同, 覆盖薄膜后的金属线上的 SPPs 具有强色散性, 可以将金属线波导作为太赫兹频率下的敏感探针^[12]。

平面单传输线(Planar Goubau Line, PGL)是在基底平面上制作的单线形结构, 其 SPPs 具有与金属丝类似的 Sommerfeld 模式。由于传输线的径向宽度只有几微米, 因此集成度将进一步提高。2005 年 Anthony Treizebré 等在

玻璃基底上设计了径向宽度为 $2\ \mu\text{m}$ ，厚度为 $0.5\ \mu\text{m}$ 的传输线，通过仿真结果可以看出电场被束缚在距离传输线径向 $100\ \mu\text{m}$ 内，与之前提到的波导结构相比，该结构大大缩减了 SPPs 器件的横向尺寸，对于片上应用的小型化、集成化有很大推动。此结构的传输性能也被研究，实验证明在 $600\ \mu\text{m}$ 的传输距离下，该结构在一定频率范围内的反射损耗低于 $-12\ \text{dB}$ ^[13]。接着，他们在 2008 年的研究中证明 SPPs 的传播会受基底介电常数和厚度的影响^[14]。当基底介电常数较高时，SPPs 会渗透在基底深处，与衬底模式发生作用，使得电场能量将大部分分布在基底中，空气中很少，如图 2(b)左下方所示，因此使用介电常数接近空气的材料做基底能更好地提高传输性能。另一方面，基底的厚度会影响衬底传播模式的截止频率，从而影响传输线的透射参数，文章中 $100\ \mu\text{m}$ 厚的基底所支撑的传输线透射系数相较于 $500\ \mu\text{m}$ 厚的基底有显著提高，如图 2(b)透射谱中的黑色实线所示。

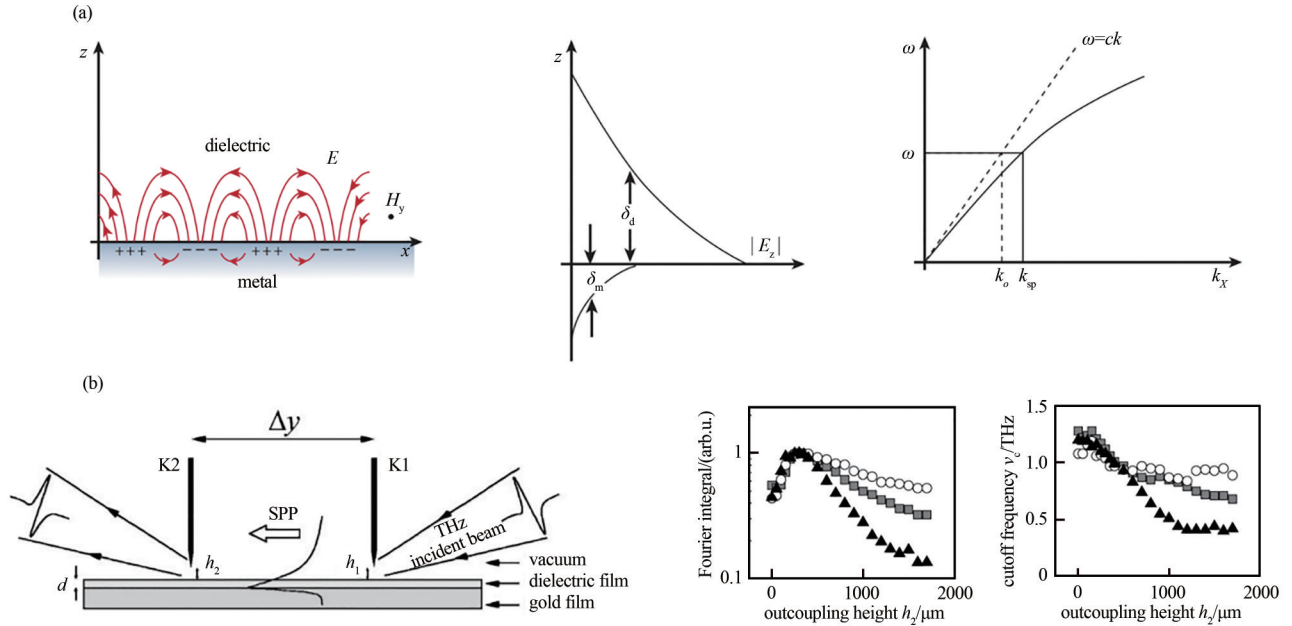


Fig.1 Zenneck wave. (a) SPPs on a metal plane^[4]; (b) SPPs on a coated metal plane^[6]
图 1 Zenneck 波。(a)为金属平面上的 SPPs^[4]；(b)被涂层覆盖的金属平面上的 SPPs^[6]

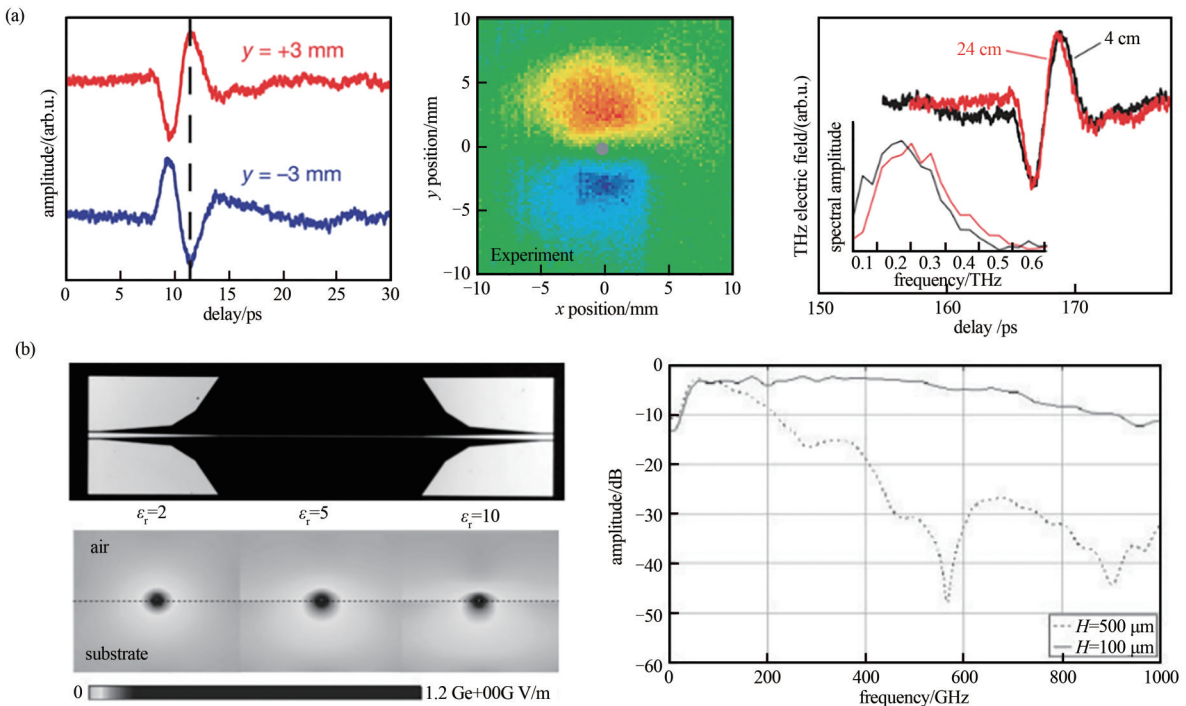


Fig. 2 Sommerfeld wave. (a) SPPs on a metal wire; (b) SPPs on PGL^[14]
图 2 Sommerfeld 波。(a)金属丝上的 SPPs, (b)平面单传输线上的 SPPs^[14]

1.3 人工设计表面波

当电磁波频率下降到微波以及太赫兹波段时,虽然金属的介电常数的实部仍然小于 0,但是工作频率要远小于金属的体等离子体频率,表现出完美电导体(Perfect Electric Conductor, PEC)的特性,此时金属表面等离子体响应比较微弱,局域性也较差。针对这种情况,英国伦敦帝国理工学院的 Pendry 教授提出了人工设计表面等离子体(Spoof Surface Plasmon Polaritons, SSPPs)的概念。Pendry 等提出,在完美电导体表面设计出尺寸小于工作波长的孔穴可以人为地控制其有效介电常数^[15-16],因此在应用于太赫兹波段时可以模拟出类似于可见光波段下金属平面表面等离子体的色散关系。他们还给出了一维凹槽阵列和二维孔阵列在结构几何参数小于波长时的等效介电常数模型,证明了波纹 PEC 表面支持的 SSPPs 模式与可见光金属表面 SPPs 非常相似。其等效等离子体频率取决于阵列结构的几何形状,通过控制凹槽、孔穴的尺寸和间距可以很容易地控制其色散。这一发现大大推进了太赫兹及微波波段下的表面波的研究。图 3(a)展示了他们设计的完美电导体材料一维凹槽结构波导及其色散曲线。其色散与结构几何参数的数值关系表示为:

$$\frac{\sqrt{k_{sp}^2 - k_0^2}}{k_0} = \frac{a}{d} \tan(k_0 h) \quad (6)$$

式中: a 为凹槽缝隙; d 为凹槽周期; h 为凹槽深度,可以看到它对波导几何参数有较强的依赖^[16]。从图 3(a)的色散曲线中可以看出, SSPPs 的色散曲线始终在自由空间光的右侧,说明其波矢大于自由空间光波矢,这一点和金属平面波导一致。在导带中有一个截止频率,当 SSPPs 接近截止频率时切向波矢分量更大,相速度与群速度降低,有更强的场局域能力。

SSPPs 与 SPPs 相比,最有魅力的地方就在于可以通过设计结构对传播模式进行操控。2010 年 D.Martin-Cano 等研究了周期性排列的立方体波导的色散特性与其几何参数的关系^[17],如图 3(b)。研究结果表明立方体结构的 SSPPs 色散关系与立方体的高度关联性极强,当立方体的高度减小时,同一频率下的 SSPPs 波矢更接近于自由空间光,这可以理解为当高度趋于 0 时,金属块阵列趋近于无限大金属平面,支持的模式也将更接近金属平面导模模式。同理,在一维周期性空穴波导中,当空穴深度较小时,其传导模式也将向金属平面靠近。该结构的模式尺寸在亚波长的范围以内,例如对横向尺寸为半个周期的立方体进行仿真,模式尺寸低至 0.21λ ,局域性比之前提到的结构都强。同时,由图 3(b)中的黑色曲线组可以看出,该结构色散特性几乎不受横向宽度的影响,因此可以通过适当降低横向尺寸来实现小型化。

除了以上提到的三维立体结构外,平面周期金属条纹波导因其加工方法简单,如今也成为人们的研究热门。2013 年 Shen 等把三维凹槽结构“压”到平面——通过在介质薄膜上光刻制作超薄的一维光栅,提出了共形表面等离子体的概念(Conformal Surface Plasmons, CSPs)^[18],如图 3(c)。该结构的传播长度被证明可高达 100λ ,波导在平面上直角转弯损耗低于 8%,光刻在柔性基底上做如图 3(c)所示的空间弯曲 90° 损耗 4%,绕柱旋转两圈后输出端平均功率密度仍高达输入端的 83%,实现了 SSPPs 在曲面上的低弯曲损耗传播,这一进展使波导结构变得更加灵活,进一步推动了 SSPPs 在片上集成中的应用。

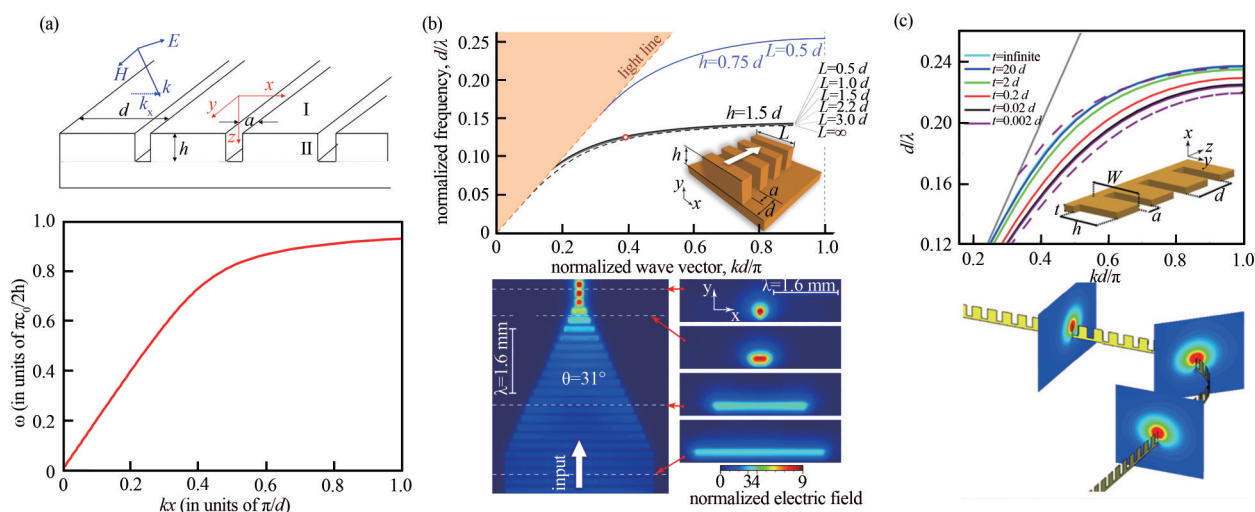


Fig.3 Spoof surface plasmon polaritons. (a) SSPPs on PEC grooves^[16]; (b) SSPPs on Domino chain structure^[17]; (c) CSPs on ultrathin metal film^[18]

图3 人工设计表面波。(a)为完美电导体材料凹槽上的 SSPPs^[16]; (b)为多米诺骨牌链上的 SSPPs^[17]; (c)为超薄金属薄膜上的 CSPs^[18]

1.4 可调谐材料表面波

材料研究对科学技术的突破性发展往往起着至关重要的作用。由于金属在高频波段的欧姆损耗较大，并且容易发生氧化，人们开始寻找一些具有金属特性，又能在性能上优于金属的等离子体材料。理论上来说，表面等离子激元可以存在于任何对电场有响应的载流子材料中，比如人工掺杂半导体、超导体、导电氧化物和二维原子晶体材料等^[19]。

在太赫兹波段，人工掺杂半导体在低频段表现出的特性与金属在可见光频率下类似。J.Go'mez Rivas 在 2004 年的工作中研究了 n 型掺杂硅光栅 SPPs 传播特性，证明了 SPPs 在半导体周期结构上有明显色散现象，如图 4(a)所示。由于掺杂半导体的载流子浓度可以通过光控、温控等方式进行控制，使得 SPPs 的传播特性也可调控，因此掺杂半导体材料不仅可以产生类似于金属材料上的表面等离子体共振，且具有更好的调谐性^[20]。

另一种热门的可调谐材料是石墨烯(Graphene)。它是一种由碳原子紧密堆积成的单层二维蜂窝状晶格结构材料。相比于传统金属材料，石墨烯的优点在于载流子浓度可以通过栅极电压、掺杂等方式来调节。2004 年 Andre K.Geim 等使用机械剥离法首次从石墨中分离出石墨烯，并揭示了其独特的电场效应，自此激发了人们对石墨烯的研究热潮^[21]。2012 年 Fei 的工作中首次在红外波段对石墨烯 SPPs 成像，如图 4(b)所示，证明了可以通过更改栅极电压改变石墨烯 SPPs 的振幅和波长，在宽频范围内可调，这是金属不具备的。他们还发现高动量的 SPPs 有使能量高度聚集的特性，金属产生的高动量 SPPs 常发生在紫外和可见光波段，而石墨烯的高动量 SPPs 在红外以及太赫兹波段更常见，因此在低频波段，不需要专门制造周期结构就能在石墨烯上实现强局域性^[22]。

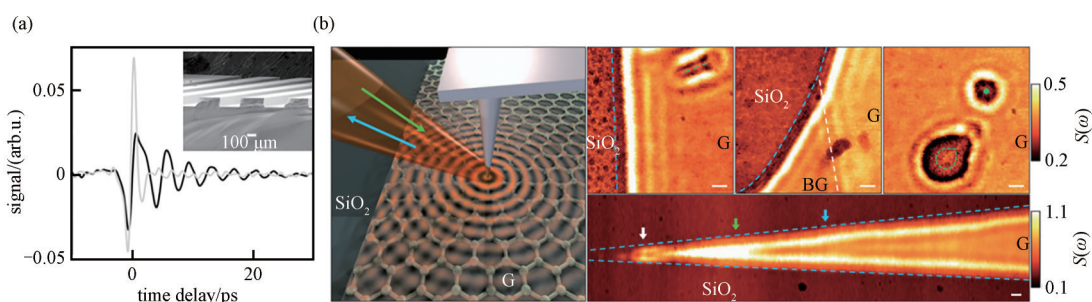


Fig.4 SPPs on the surface of tunable materials. (a) SPPs on n-doped silicon grating^[20]; (b) SPPs on graphene in infrared^[22]
图 4 可调谐材料表面波。(a)为 n 型掺杂硅光栅上的 SPPs^[20]; (b)为红外波段所测得石墨烯表面的 SPPs^[22]

2 THz-SPPs 的激发

为了深入探索 THz-SPPs 的传播特性并将其落实在实际应用上，发掘可实施、高效率的 THz-SPPs 激发手段是非常必要的。图 1(a)中所示的虚线是自由空间入射光的色散曲线，不难看出在同一频率下 SPPs 的波矢 k_{sp} 较空间光波矢 k_0 略大，这也就意味着二者动量不匹配，直接的照射无法使入射光与 SPPs 耦合，因此需要一些特殊方法增加激发光束的动量，以实现与 SPPs 的波矢匹配。常用的激发手段有棱镜耦合、边缘散射、光栅耦合等，下面将对常用的激发方式依次介绍。

2.1 棱镜耦合

当光从光密介质照进光疏介质时，一定角度下可以发生光的全反射。棱镜耦合产生 SPPs 波的基本原理就是利用棱镜全内反射产生的倏逝波。常见的耦合结构有克雷奇曼(Kretschmann)式、多层克雷奇曼式和奥托(Otto)式^[23]，棱镜与金属界面相对位置分别如图 5 中的(a)、(b)和(c)所示。特定频率的光以一定角度入射进棱镜后传播到棱镜-金属界面上出射，若此时照射在出射面上的波与界面法线夹角的角度 θ_{sp} 大于或等于全反射临界角，就会发生全反射。由于波动效应，光波并不是在界面上直接反射回棱镜中，而是透出棱镜亚波长的深度，并沿着界面传播一段距离后再返回棱镜。这部分沿着界面传播的波就是倏逝波，其波矢与角度 θ_{sp} 和棱镜的折射率有关。经这一过程，激发光波矢水平分量从 $k_0 \sin \theta_{sp}$ 变为 $nk_0 \sin \theta_{sp}$ ，被棱镜折射率调制后产生的倏逝波波矢水平分量比自由空间光的大，可以达到 k_{sp} ，发生隧穿后可与金属-空气界面上的 SPPs 发生波矢匹配，在金属上表面产生 SPPs，如图 5(a)。由于金属-棱镜界面的自由空间光波矢永远小于该界面的 SPPs 波矢，因此在这种结构中永远都不能在金属下表面产生 SPPs，如果想要在金属下表面产生 SPPs，就要用多层的克雷奇曼结构，如图 5(b)所示，在棱镜与金属界面之间加一层折射率比棱镜材料小的介质层 L，利用棱镜倏逝波波矢与 L 介质-金属界面 SPPs 波矢匹配，而在金属下表面产生 SPPs，这种结构可以在金属薄膜上下表面都激发 SPPs。由于倏逝波离开棱镜表面

后强度以指数形式衰减,当金属薄膜厚度增加时,SPPs 激发效率随之减小,因此以上情况都只能作用于较薄的金属薄膜。若要在较厚的金属表面激发 SPPs,就要应用图 5(c)中的 Otto 结构,利用棱镜倏逝波波矢与空气-金属界面 SPPs 波矢匹配来激发 SPPs。2013 年 Binghao Ng 等在关于新型传感平台的研究中,就利用了如图 5(d)所示的奥托结构来产生 SPPs^[24]。

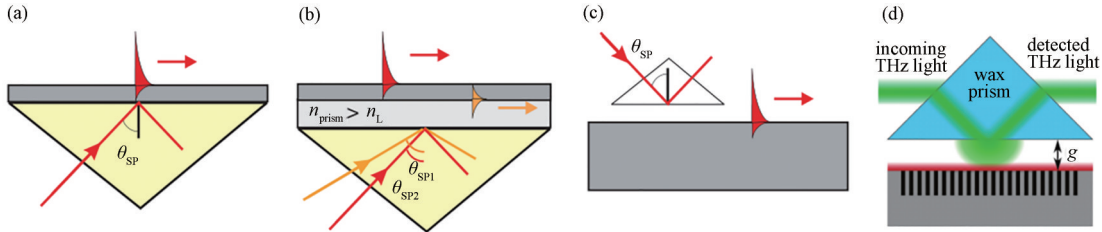


Fig.5 Prism coupling configurations: (a) Kretschmann geometry^[23]; (b) multi-layer Kretschmann geometry^[23]; (c) Otto geometry^[23]; and (d) practical application of prism coupling^[24]

图 5 棱镜耦合装置:(a)为克雷奇曼式^[23];(b)为多层克雷奇曼式^[23];(c)为奥托式^[23];(d)为棱镜耦合的实际运用^[24]

2.2 边缘散射

当自由空间中的光照射在锐利边缘,比如锋利的刀片、凹槽、颗粒和缺陷上时,产生的散射光中就包含了大量波矢分量,其中的一部分满足波矢匹配条件,可与 SPPs 耦合。2004 年 J Saxler 等对介质膜覆盖的金属表面 SPPs 的传播特性进行研究时,在金属平面样品上方垂直放置了剃须刀片^[6],如图 1(b)所示将自由空间太赫兹光束聚焦后打在剃须刀边缘与平面之间形成的微小间隙上,从而产生包含大量波矢分量的散射波,使得入射太赫兹波中的一部分与金属表面所支持的 SPPs 模式达到波矢匹配的条件而发生耦合。2008 年 C R Williams 在对二维亚波长结构阵列传播的 SPPs 进行研究时,同样使用了剃须刀片边缘散射的方式以产生与 SPPs 模式动量匹配的电磁波^[25],如图 6(a)。除了悬挂刀片外,还可以通过刻蚀凹槽来产生锋利边缘。2013 年 Li 等在表征周期性 V 型沟槽波导时,在波导输入端利用光刻刻蚀了一个凹槽,用以产生可耦合到波导上的散射光^[26],如图 6(b)。这种将激发结构与波导合为一体的方法不仅简化了实验操作,更促进了太赫兹表面波器件的小型化。2013 年 Gagan Kumar 等在研究一维硅柱阵列构成的波导时,同样利用此方法实现波矢匹配^[27]。需要注意的是,由于 SPPs 是横磁波,因此自由空间的入射光必须有在 SPPs 传播方向上的电场分量,为了提高耦合效率,一般使入射光的偏振方向与缺陷边缘互相垂直。

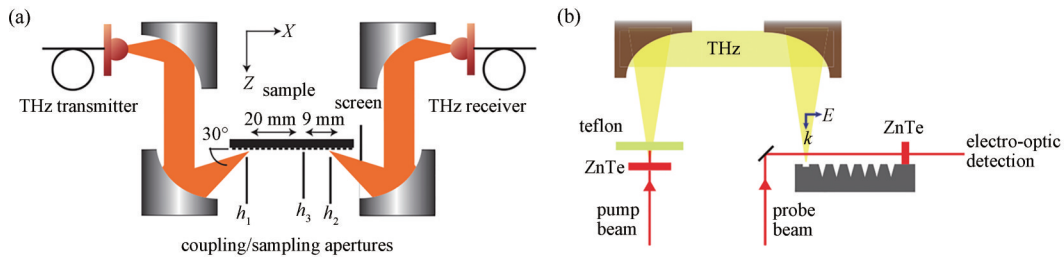


Fig.6 SPPs coupling by edge scattering: (a) razor blade scattering^[25]; (b) groove scattering^[26]

图 6 SPPs 边缘散射耦合:(a)为剃须刀散射^[25];(b)为凹槽散射^[26]

2.3 光栅激发

还有一种将太赫兹空间光耦合到 SPPs 上的方法,就是利用光栅的衍射来耦合^[28-30]。当光在光栅上发生衍射时,产生的衍射波相比于入射波有额外的波矢增量。目前采用的激发结构包含一维到三维阵列,这里以一维光栅激发为例。如图 7(a)所示,当激发光以入射角 θ 照射在金属光栅表面上时,额外引入倒格矢 $m\mathbf{G}$,其中 $\mathbf{G} = 2\pi/p$ 是光栅倒格矢, m 为衍射级数, p 是光栅周期,对于同一光栅 $\mathbf{G}$ 不变。此时波矢耦合方程变为:

$$k \sin \theta + m\mathbf{G} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_d \sin \theta + m \frac{2\pi}{p} = k_{sp} \quad (7)$$

式中: k 是入射光波矢; λ_0 是入射光波长; n_d 是介质层折射率,在真空中取 1 即可。当太赫兹波以一定角度入射与光栅相互作用时,产生的新波矢在某一衍射级 m 下,可以与一定频率的 SPPs 相匹配,得以激发 THz-SPPs。对于相同结构的光栅来说 $\mathbf{G}$ 是确定的,因此这种方法适用于高效率地激发窄带 SPPs,被广泛应用于 THz-SPPs 的激

发, 比如在 Martl M 等 2009 年的工作中使用如图 7(b)所示的一维周期性凹槽光栅激发 THz-SPPs^[29], Zhang Y 等在 2018 年的工作中用如图 7(c)所示的二维狭缝阵列实现了单频 THz-SPPs 的高效激发^[30]。

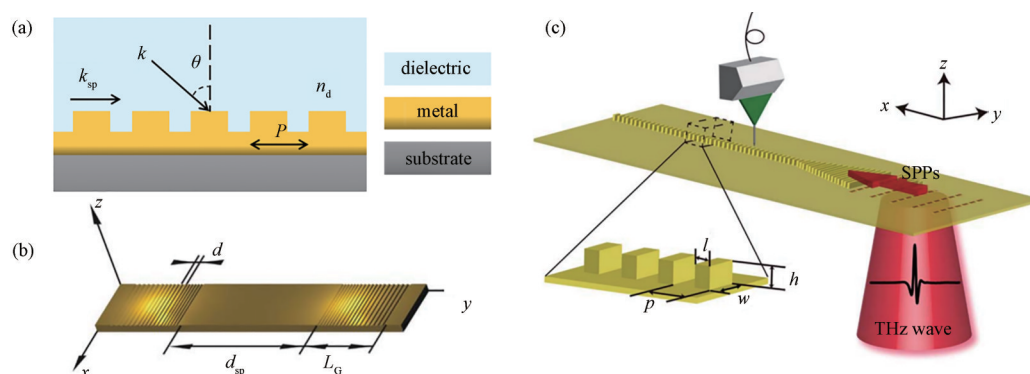


Fig.7 SPPs coupling with grating: (a) schematic diagram of grating coupling; (b) groove grating^[29]; (c) slit array grating^[30]
图 7 SPPs 光栅耦合: (a)为光栅耦合结构示意图; (b)为凹槽光栅^[29]; (c)为狭缝阵列光栅^[30]

3 THz-SPPs 的探测

3.1 散射光探测

早期的 SPPs 探测方法与激发方法思路类似, 通过使 SPPs 与自由空间太赫兹光束的波矢相匹配, 将束缚在金属表面的 SPPs 耦合到自由空间, 再由位于自由空间中的探测器收集。如图 1(b)所示, 利用刀片(孔径)法产生 SPPs, 再利用刀片(孔径)法探测 SPPs^[6,31]。2004 年 J Saxler 等将解耦刀片以一定高度置于金属平面上方, 与激发 SPPs 时使用的刀片远离, 来测量传播一定距离后的 SPPs 信号。该工作利用此方法测量了薄介质膜金属平面 SPPs 的频谱信息, 证明了孔径法测量 SPPs 具有宽带宽的优势。但由此方法测量出的太赫兹能量分布不仅包含 SPPs 信息, 同时还与孔径的耦合效率有关。J Saxler 等计算发现太赫兹频率下金属裸平面上的 SPPs 半衰距离高达 16 mm, 当探测孔径非常小时, SPPs 在竖直方向上的场衰减几乎可以忽略不计, 可以将此时于不同高度处探测到的时域信号的傅里叶积分, 看做是探测孔径与耦合效率之间的关系, 这样就可以排除不同孔径耦合效率对探测结果的影响。将孔径沿 SPPs 传播方向移动可以得到 SPPs 的传播长度和此方向的场分布, 沿竖直方向移动则可以获得 SPPs 在空气中的穿透深度和此方向上的场分布。

3.2 光电导天线探测

将 SPPs 散射到自由空间中进行探测总是需要一个独立的解耦器件, 为了对 SPPs 更近距离、更直接地探测, 人们开始将光电导天线探测器集成在波导输出端对信号的强度进行测量^[32]。这种测量方法虽然有利于近场探测, 但由于集成后探测器不具备可移动性, 因此只能探测某一位置的信号, 而不能掌握整个器件的场分布。

为进一步得到 SPPs 场分布, 可以将光导探针固定在平移台上对样品进行扫描。2009 年 Markus Wachter 等设计了一种太赫兹波段近场和远场均可测量的光导探针, 如图 8(a)所示。探针顶端是一块厚度仅有 1.3 μm 的三角形低温生长砷化镓, 利用光刻技术在其顶部形成一对锥形金属丝。利用该探针实现了低于 5 μm 的高空间分辨力测量, 并且提出进一步缩小锥形金属丝的间距可以继续提高空间分辨力^[33]。基于此测量技术, 天津大学的 Xu 等在 2015 年搭建了一套近场扫描太赫兹成像系统, 如图 8(b)所示。激光被分束镜分成了太赫兹产生路和探测路, 用于探测的飞秒激光被耦合到固定在二维平移台上的光纤中。为防止脉冲展宽, 探测光在进入光纤前先经过了一个色散补偿装置。探测光通过光纤后经过准直、聚焦、反射引导在探针天线上, 通过改变探测光的延迟, 得到太赫兹脉冲的时域信号, 再经过傅里叶变换得到该探测点的振幅、相位信息。在空间上, 利用二维平移台在 x-y 平面移动即可获取完整的 SPPs 场分布^[34]。

3.3 电光晶体探测

除了光电导天线以外, 还有一种探测方式是利用电光晶体。它的优势在于通过选择晶体的晶相、旋转晶体角度即可测得 SPPs 电场强度的各方向分量。其基本原理是利用非线性光学中的电光效应。将电光晶体置于样品表面, 在 SPPs 场的作用下晶体的折射率椭球会发生改变, 这时探测光透过晶体时偏振态就会发生改变, 携带上探测光与晶体重叠区域内的 SPPs 场信息。2007 年 Zhu 等利用电光晶体搭建了如图 9(a)所示的太赫兹 SPPs 探测系统。晶体固定于样品表面上方 400 μm 处, 沿 SPPs 传播方向移动, 即可得到样品不同位置 SPPs 的时域信号^[35]。

由于激光光斑尺寸较小, 因此上述系统的探测区域往往也很小。2014 年, Wang 等在探测路中利用一组凹透镜和凸透镜将激光扩束, 如图 9(b)所示。通过移动晶体的方式逐线扫描, 有效提高了探测范围和采样率, 大大缩短了成像时间。与 Zhu 等的系统相比, Wang 采用太赫兹激发光从样品背面入射的方式激发, 能减少入射光对测量结果的干扰^[36]。该方法也存在一定的缺陷, 比如当晶体厚度较大时, 成像结果是 SPPs 沿传播方向上对晶体厚度的积分, 这一问题可以通过选择较薄的晶体来改善, 而过薄的晶体又会降低探测效率, 因此在实际应用中需要有针对性地取舍。2016 年 Wang 等使用如图 9(c)中所示的太赫兹数字全息成像系统对太赫兹表面波器件进行了表征。系统选择了 1 mm 厚<100>ZnTe 晶体作为探测器, 将晶体的<100>晶向与 z 轴平行。该成像系统可以直接在时域内相干测量太赫兹 SPPs 场, 获得不同频率、不同时刻 SPPs 振幅、相位的动态分布^[37]。该系统的优势是在测量过程中无需改变晶体与样品之间的相对位置, 解决了扫描成像系统因移动而普遍导致的不稳定性, 更大的成像面积再次缩短了实验时间。用电光晶体探测电场的方法因为太赫兹波在探测晶体中的衍射而导致低的空间分辨力, 可适当选择较薄的探测晶体, 比如在 2011 年 Blanchard 等的工作中, 利用 20 μm 厚的 LiNbO₃ 晶体实现了 14 μm 的分辨力^[38]。但需要注意的是过薄的探测晶体又会降低成像系统的信噪比, 在实际应用中仍需做取舍。

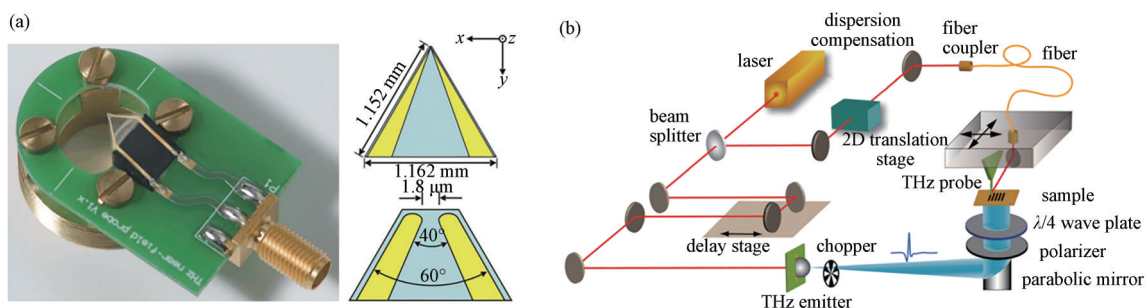


Fig.8 Detection with photoconductive probe. (a) photograph of the tapered photoconductive probe^[33]; (b) tapered photoconductive probe installed on a two-dimensional translation stage^[34]

图 8 光电导天线探测。(a)为光电导探头照片^[33];(b)光电导探头安装在二维平移台上^[34]

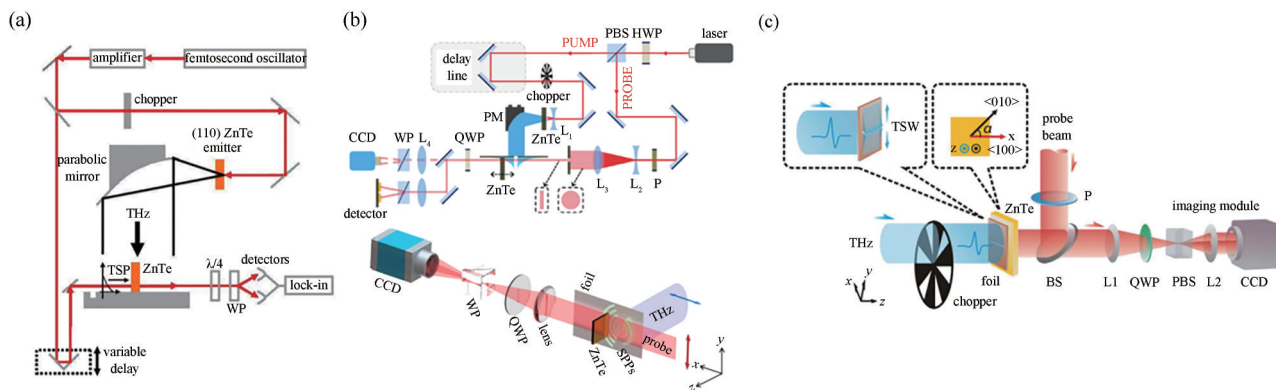


Fig.9 Detection with electro-optical crystal. (a) schematic diagram of the experimental setup for measuring time domain signal of SPPs with ZnTe crystal^[35]; (b) schematic diagram of line scan imaging system^[36]; (c) schematic diagram of digital holographic imaging system^[37]

图 9 电光晶体探测。(a)为用碲化锌测量 SPPs 时域信号的实验装置图^[35];(b)线扫描成像系统^[36];(c)数字全息成像系统^[37]

4 THz-SPPs 的应用

表面等离子激元强局域、场增强以及能够突破衍射极限的特性, 使其可以实现亚波长尺度的信息传输与处理, 因此太赫兹表面波在近场光子学当中发挥着至关重要的作用。本节将为大家展示一些太赫兹 SPPs 的典型应用和研究进展, 包括 SPPs 的波前整形、手性功能、集成波导和基于半导体、石墨烯的可调谐器件。

4.1 波前整形

自由空间中的太赫兹特殊光束, 如贝塞尔光束、涡旋光束、瓶子光束等在激光加工^[39-40]、粒子操控^[41-42]、光学通信^[43-44]、光学成像^[45-46]等领域有广泛应用。随着太赫兹表面波技术的发展, 人们开始思考如何在片上产生这种特殊光束。由于激发的 SPPs 振幅、相位与入射光的复振幅、偏振等信息有关, 可以从激发结构对入射光的调

制以及入射空间光本身特性入手。2018 年, Wang 等设计了一组如图 10(a)所示的轴锥状狭缝阵列用来激发 SPPs, 将入射光转化为二维类贝塞尔无衍射光束, 有趣的是 Pancharatnam–Berry(PB)相移对入射光不同偏振态的响应, 当使用水平偏振的线偏光激发时, 产生的 SPPs 表现出零阶贝塞尔函数分布, 而垂直偏振光激发的 SPPs 表现出一阶贝塞尔函数分布, 若分别使用左旋圆偏振光(Left Circularly Polarized, LCP)和右旋圆偏振光(Right Circularly Polarized, RCP)激发, 由于几何(PB)相位的存在, 类贝塞尔 SPPs 的主瓣会发生横向偏移, 证明这种不同旋转角度狭缝构成的狭缝阵列可以通过改变入射光偏振来获得所需的 SPPs 场分布^[47]。2019 年 Li 等将自由空间中的太赫兹贝塞尔光束与具有傅里叶变换功能的半圆狭缝激发结构相结合, 在金属表面产生了二维瓶子光束如图 10(b)所示^[48]。除了用激发结构调制 SPPs 相位以外, 还可以利用波导结构有效折射率的变化进行相位调制。2021 年 Su 等在平面上刻满了立方体金属柱, 如图 10(c)所示。从不同尺寸金属柱的色散曲线来看, 在同一工作频率下不同尺寸金属柱有各自的等效折射率 $n_{\text{eff}}(f) = k_{\text{sp}}(f)/k_0(f)$, 其中 f 表示电磁波频率, 通过在不同区域设置不同尺寸的金属柱, 可以得到不均匀的折射率分布, 在传播过程中实现 SPPs 相位调制, 达到产生特殊光束的目的^[49]。同理, 不均匀的电介质层分布也可以引起等效折射率的变化, 从而对 SPPs 进行调制。

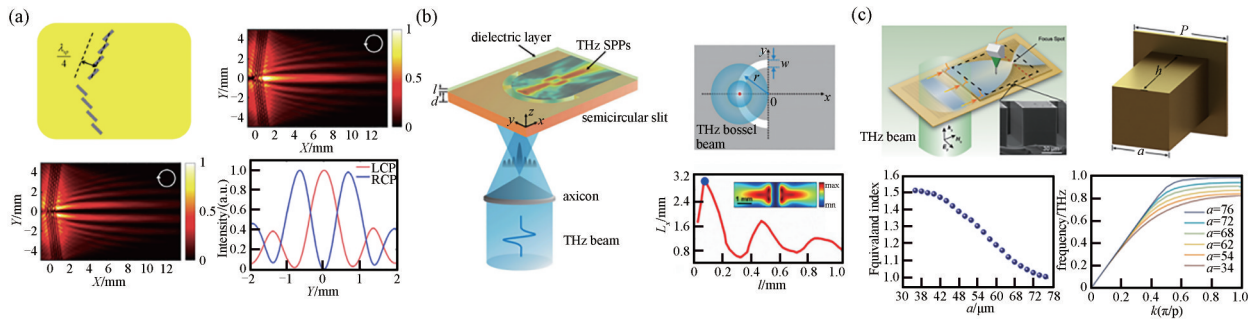


Fig.10 Application in electric field control: (a) 2-D Bessel beam by designing excitation structures^[47]; (b) 2-D capsule beam under the combined action of excitation structure and incident terahertz wave^[48]; (c) directional focusing by changing the effective refractive index of the waveguides^[49]
图 10 电场调控的应用。(a)设计激发结构得到的二维贝塞尔光束^[47];(b)激发结构与入射太赫兹共同作用得到的二维瓶子光束^[48];(c)通过改变波导有效折射率实现的定向聚焦^[49]

4.2 手性功能

上文提到了 PB 相移在 SPPs 器件上的应用, 如果能用同样的原理将不同手性的光区分开来, 就能满足对手性分析的需求。2015 年, Wang 等在金属平面上图案化了一串类似鱼骨排布的狭缝阵列, 设计了一种实用的圆偏振分析仪, 如图 11(a)所示。将不同手性的圆偏振光聚焦在鱼骨状狭缝阵列的两侧, 由于线偏振光可以分解为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光, 因此在阵列两边都有聚焦现象^[50]。类似地, 2020 年 Wang 等的工作中在 0.4 THz 实现了自由空间激发光到 SPPs 高达 60% 的高效转化和手性分离。如图 11(b), 中间由金属棒连接的双环谐振器用于激发 SPPs 和产生 PB 相移。右旋圆偏振光入射时产生的 SPPs 沿图右下方辐射, 入射左旋圆偏振光时产生的 SPPs 在激发区域左侧聚焦, 以实现对入射光手性的分析或选择^[51]。该功能在手性 SPPs 光子学和手性分子生物学分析方面都有广阔的应用前景。

4.3 片上集成波导

SPPs 波导是将 SPPs 应用于通信领域的重要部分。集成时需要实现强局域、长传播、较小的弯曲损耗和较低的交叉串扰等。2009 年 A I Fernández-Domínguez 等设计了如图 12(a)的楔形周期波导^[52]和 V 形凹槽周期波导^[53], 两种波导的能量分别集中在尖端或凹槽底部, 都实现了强局域特性, 通过调整角度可以进一步控制 SPPs 的局域程度。最近, 研究者还提出了折叠波导的概念来进一步实现波导小型化^[54–56]。图 12(b)是折叠波导的结构示意图, 其色散关系可以由公式(8)来定义, 其中 z 方向臂长表示为 h_1 , x 方向臂长表示为 h_t 在同样有效臂长时, 该波导比未经折叠的波导有更小的横向尺寸^[54]。需要注意的是, 传播长度与强局域特性往往不能兼得, 需要折衷考虑。

$$\frac{\sqrt{k_{\text{sp}}^2 - k_0^2}}{k_0} = \frac{a}{d} \tan[k_0(h_1 + h_t)] \quad (8)$$

弯曲波导是波导转向的重要器件^[18,53,57], 2020 年 Yuan 等利用多米诺链式波导结构实验表征了不同曲率半径的 90°弯曲波导的损耗^[57], 如图 12(c)所示, 由于辐射, 曲率半径的减小会导致弯曲损耗增加, 当弯曲波导半径为 2 300 μm 时, 弯曲损耗为 1.55 dB。把两个 90°弯曲波导连接起来, 就可以完成换向的功能。

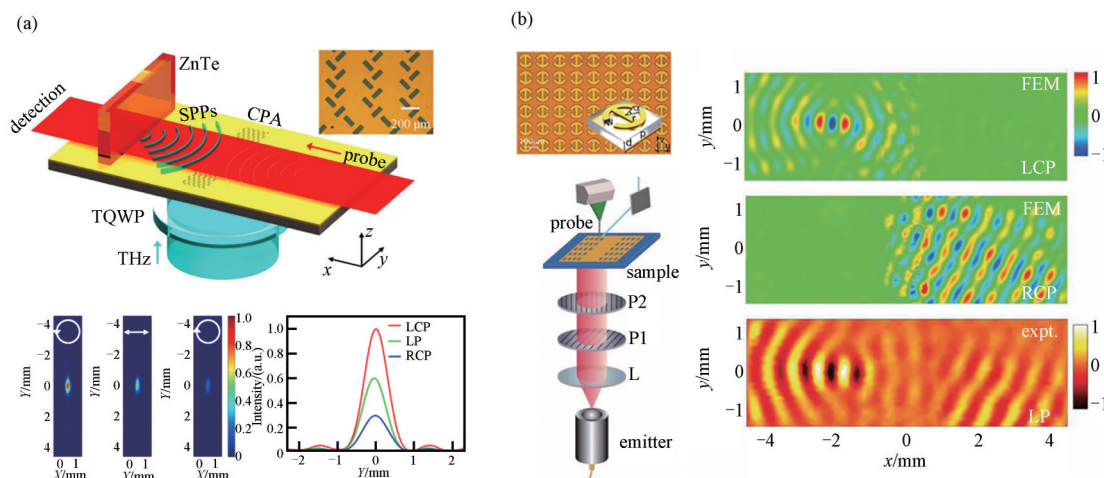


Fig.11 Chiral Analyzer: (a) fishbone-like slit array distinguishes different chirality incident waves^[50]; (b) chiral analyzer composed of metal rods connected with double rings^[51]

图 11 手性分析仪:(a)鱼骨状狭缝阵列区分不同手性入射波^[50];(b)由金属棒连接双环构成的手性分析仪^[50]

波导之间的耦合特性也是实际应用中的重要研究部分,影响着波导之间的能量转移。两列波导之间的耦合受它们之间间隔 g 影响^[57]。当两个相同的波导相互靠近时,整个结构会支持奇模和偶模两种模式,图 12(d)显示了 g 值对两种模式色散的影响。可以看到这两种模式在相同频率下有不同的波矢,这将引起相位差。这个相位差在 SPPs 传播一定距离后累积到 π ,此时能量将从一个波导完全转移到另一个波导。其间走过的距离称之为耦合长度,表示为 $L_c = \pi/(k_{xc} - k_{xo})$ 。不同波长的 SSPPs 具有不同的耦合距离,因此对于波导耦合性能的研究不仅可以用于能量的转移、弯曲波导,也可以用于开发滤波与分离元件。

太赫兹表面波回路的大规模集成不可避免地会出现波导的交叉。2019 年 Yuan 等研究了交叉波导之间的交角对交叉损耗和串扰的影响,提出通过优化交叉处波导结构的几何形状与交叉角度来减少损耗,抑制串扰,在 0.55 THz 实现了损耗低至 0.89 dB,串扰小于 -19.06 dB^[58]。交叉结构如图 12(e),先是逐渐缩小靠近交点的矩形柱的横向尺寸以减小模态尺寸,之后将交叉处的矩形柱结构替换为圆柱结构以抑制衍射,有效地降低辐射损耗。最靠近中心的 4 个圆柱体相对原位置旋转 45°是为了与两路波导之间形成耦合距离差值,使更多的能量耦合到原波导上。模拟结果证明了当交叉角度大于 30°时可得到 40% 以上的透射率。

SPPs 的亚波长特性对于提高近场测量的分辨力有很大帮助。2006 年 Stefan A Maier 等设计了周期性波纹金属丝波导^[59],通过调节金属线的臂长可以改变波导的局域特性。如图 12(f)所示,在控制整个结构横向宽度一致的前提下增加臂长,可以将能量逐步局域到更窄的横向尺寸内。之后他们又将该结构推广到圆锥金属丝,保持内外半径差不变,逐渐将外半径从 100 μm 减小到 10 μm ,这种几何结构可以引导太赫兹波辐射到微米尺寸面积,对于近场成像、光谱测量等应用有巨大前景。

利用 SSPPs 的色散特性,还可以实现许多有趣的应用。比如利用色散关系的截止频率,可以制作如图 12(g)所示的带通滤波器^[60-63],还可以将两个频段的滤波器结合,用周期复合结构波导实现双频段的分频操作^[63-64]。基于此想法 2013 年 Gao 等设计了一种复合周期波导,如图 12(h)所示,复合两个工作频率不同的波导臂长,并在输出端将两个波导分离,实现了 5.2 GHz 与 10.2 GHz 的分离^[64]。在宽频范围内的分频器可以由梯度光栅结构波导来实现,类似于“彩虹捕获”现象。2008 年 Gan 等利用不同深度凹槽波导的色散特性不同,设计了一种将不同频率 SSPPs 定位在波导上不同位置的梯度光栅^[65],如图 12(i)所示。2018 年 Cao 将上述结构设计在平面上,同样实现了分频效果,且整个结构设计在硅基底上,由于硅在不同功率泵浦下的介电常数不同,在分频的基础上还额外实现了光控开关的功能^[66]。

利用电介质介电常数对波导色散特性的影响,SSPPs 也被应用于传感^[67-69]。2017 年 Maidul Islam 等设计了一维方形孔阵列波导传感器,如图 12(j)所示,其中凹陷的结构便于将待测物蓄入其中,文中对不同折射率的聚酰亚胺填充下波导透过率进行计算,随着填充物折射率增加透射谱发生红移,体现了波导结构的折射率响应^[67]。2020 年他又在一维多米诺波导阵列上沉积不同折射率的介质,也得到了波导结构对介质折射率的明显响应^[69]。

4.4 可调谐器件

可以通过光控、温控或者调节栅极电压、化学掺杂等方式来改变掺杂半导体或石墨烯等材料的载流子浓度,

进而影响材料的等离子体共振频率，最终达到控制 SPPs 传播特性的目的。基于这些可调谐材料，一系列连续可调的太赫兹应用也被开发出来。比如有源器件^[70-72]、可调吸收器^[73-77]、滤波器^[78-80]、光谱传感器^[81-82]等等。

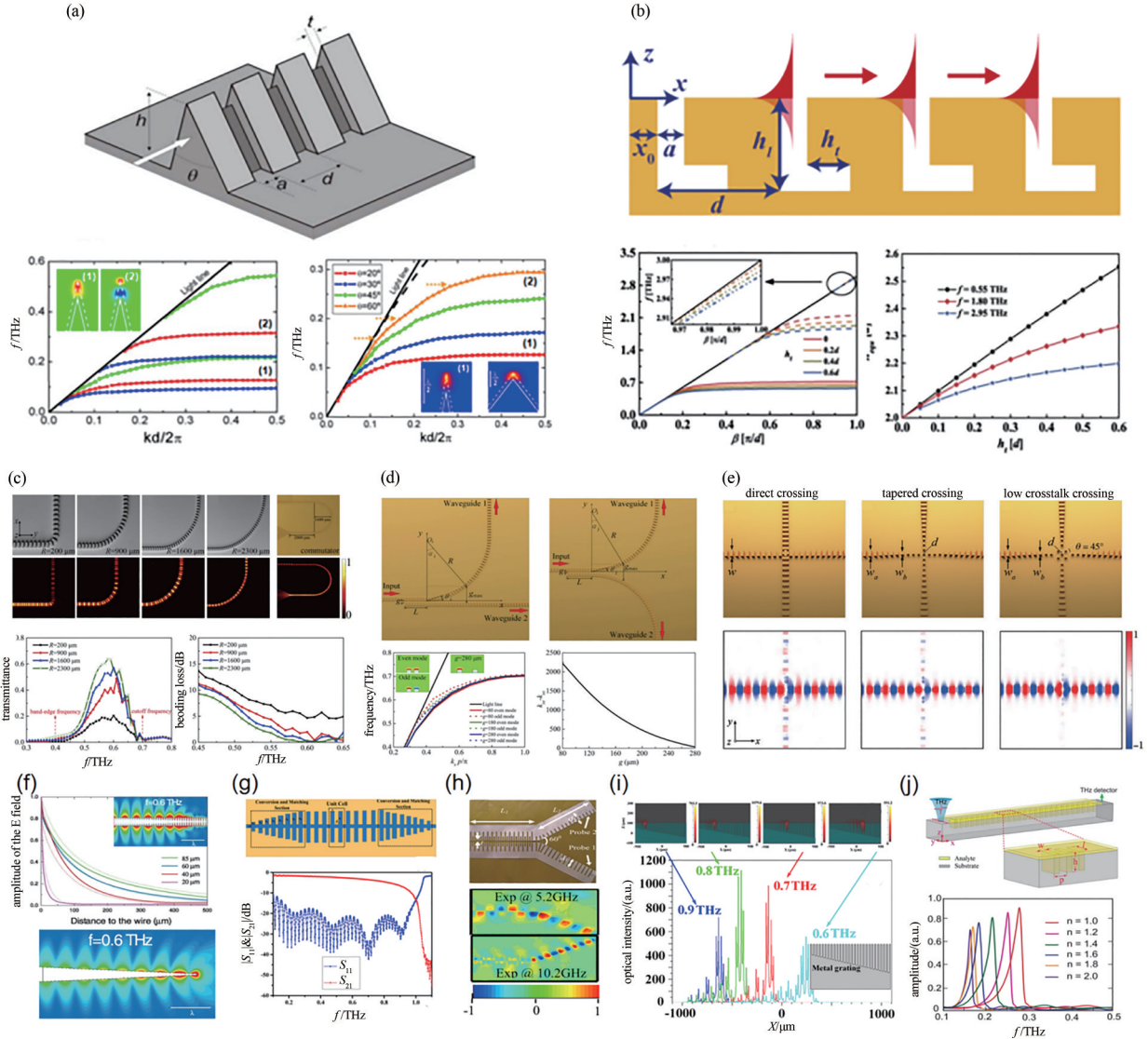


Fig.12 Application of integrated on-chip waveguide: (a) wedge waveguide^[52]; (b) folded waveguide^[54]; (c) curved waveguide^[57]; (d) waveguide coupling^[57]; (e) cross waveguide^[58]; (f) corrugated wire waveguide^[59]; (g) band-pass filter^[60]; (h) dual band divider^[64]; (i) wide spectrum divider^[65]; (j) sensor^[67]

图 12 集成波导应用:(a)楔形波导^[52];(b)折叠波导^[54];(c)弯曲波导^[57];(d)波导的耦合^[57];(e)交叉波导^[58];(f)波纹金属丝波导^[59];(g)带通滤波器^[60];(h)双频段分频器^[64];(i)宽谱分频器^[65];(j)传感器^[67]

2017年, Cheng等根据InSb的温度可调性, 利用InSb光栅上产生的表面等离子体来增强Smith-Purcell辐射, 设计了窄带太赫兹波辐射源, 如图13(a)所示, 与同结构的金属光栅相比磁场辐射强度提高了4倍, 并且随着InSb温度的升高, 发射波长增大, 发射角减小, 有着很好的可调性^[70]。同年, Zhao等基于石墨烯设计了一种频率可调的强太赫兹源, 他们在石墨烯与衬底之间添加了一层缓冲结构, 如图13(b)所示。对无缓冲层与有缓冲层时石墨烯波导的磁场强度分布计算发现, 当无缓冲层存在时, 电磁场紧密局域在石墨烯表面, 无法自发地辐射到自由空间中去。当加入一个介电常数比衬底小的缓冲层时, 由于石墨烯-缓冲层界面SPPs的色散曲线与衬底的自由空间光色散曲线相交, 此时SPPs可以轻易地辐射到自由空间中去, 不再需要额外的波矢补偿SPPs, 且能量也显著增强。该结构与无石墨烯结构的辐射相比, SPPs的场增强使辐射功率密度提高了近3个数量级, 与无缓冲层的石墨烯波导相比辐射功率密度提高了2个数量级以上。改变石墨烯化学势, 可以广泛地调节辐射频率, 覆盖整个太赫兹频段。

2020年Chen等提出了一种太赫兹区域宽带可调谐超材料吸收器的设计。他们将单层周期性互补 γ 形石墨烯

阵列放置在沉积在金膜上的聚二甲基硅氧烷(PDMS)介质衬底上,如图 13(c)所示。利用石墨烯 SPPs 的共振吸收特性来增强对入射太赫兹波的吸收。通过外加的直流偏置电压对石墨烯的费米能级(E_F)进行动态调节可以影响超材料吸收器(Metamaterial Absorber, MMA)的吸收性能,实现了相对带宽高达 72.1% 的宽带强吸收,在 2.7 THz 和 4.4 THz 时,吸收峰分别达到 98.2% 和 99.1%。所提出的超材料吸收器(MMA)结构具有旋转对称性,因此对偏振不敏感,当入射角小于 50° 时,在宽带频率范围内对太赫兹横电(Transverse Electric, TE)、横磁(TM)波均能保持良好的吸收性能^[77]。

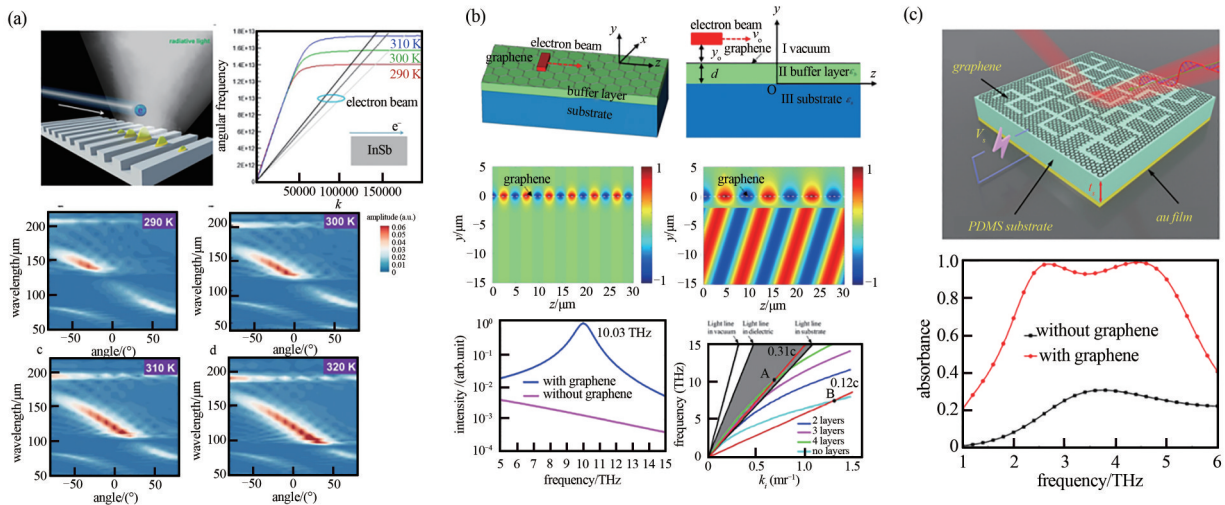


Fig.13 SPPs tunable device: (a) temperature controlled InSb terahertz wave radiation source^[70]; (b) electronically controlled graphene terahertz wave radiation source^[71]; (c) electronically controlled graphene absorber^[77]

图 13 SPPs 可调器件:(a)温控碲化铟太赫兹辐射源^[70];(b)电控石墨烯太赫兹辐射源^[71];(c)电控石墨烯吸收器^[77]

5 总结与展望

随着太赫兹波段理论的逐步完善和微纳加工技术日渐成熟,这一波段的知识空隙被逐渐填充起来。为了促进器件小型化,人们关注到亚波长结构与等离子体结合产生的奇特效应。本文首先介绍了传统太赫兹表面等离子激元、人工设计表面等离子激元、可调谐表面等离子激元传播特性的研究历程,接着阐述了常见的太赫兹表面等离子激元激发方式和探测方式,最后展示了太赫兹表面等离子激元在波前整形、手性分析、集成电路、可调谐太赫兹源和吸收器等方向中的发展应用。不难看出,太赫兹表面波的独特优越性和巨大的应用前景已经显露出来。作者认为,太赫兹表面波器件的未来发展要着力于:a) 研发局域性强的波导结构,进一步提升片上集成电路的小型化,开发损耗更低的导波材料,推动太赫兹表面波的远距离传输,组建下一代太赫兹超高速通信设备;b) 利用太赫兹表面波波导对频谱的敏感响应,通过优化结构提高频谱分辨力,推进医学诊断、生物监测、材料科学的发展;c) 把握可调谐材料电控、光控、温控等特性,提高设备灵活度和工作带宽,开发高性能太赫兹有源器件和无源器件。在后续研究中,需要重视将研究所得落在实际应用中这一最终目标,在设计时也要兼顾加工可操作性和易于制造的原则。

参考文献:

- [1] ZENNECK J. Über die fortpflanzung ebener elektromagnetischer wellen längs einer ebenen leiterfläche und ihre beziehung zur drahtlosen telegraphie[J]. Annalen der Physik, 1907,328(10):846–866.
- [2] JEON T I,GRISCHKOWSKY D. THz Zenneck surface wave(THz surface plasmon) propagation on a metal sheet[J]. Applied Physics Letters, 2006,88(6):061113.
- [3] MAIER S A. Plasmonics:fundamentals and applications[M]. New York:Springer, 2007.
- [4] BARNES W L,DEREUX A,EBBESSEN T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003,424(6950):824–830.
- [5] BARNES W L. Surface plasmon–polariton length scales:a route to sub–wavelength optics[J]. Journal of Optics A:Pure and Applied Optics, 2006,8(4):S87.
- [6] SAXLER J,RIVAS J G,JANKE C,et al. Time–domain measurements of surface plasmon polaritons in the terahertz frequency range[J]. Physical Review B, 2004,69(15):155427.
- [7] GONG Mufei,JEON T I,GRISCHKOWSKY D. THz surface wave collapse on coated metal surfaces[J]. Optics Express, 2009,17

- (19):17088–17101.
- [8] ZHANG Ying, LI Shaoxian, XU Quan, et al. Terahertz surface plasmon polariton waveguiding with periodic metallic cylinders[J]. Optics Express, 2017, 25(13):14397–14405.
- [9] FENG Yilin, CAO Lidan, ZHANG Yan. Design of compact terahertz surface plasmon polaritons devices[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2020, 27(1):1–5.
- [10] SOMMERFELD A. Ueber die fortpflanzung elektrodynamischer wellen längs eines drahtes[J]. Annalen der Physik, 1899, 303(2):233–290.
- [11] MCGOWAN R W, GALLOT G, GRISCHKOWSKY D. Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides[J]. Optics Letters, 1999, 24(20):1431–1433.
- [12] VAN der Valk N C J, PLANKEN P C M. Effect of a dielectric coating on terahertz surface plasmon polaritons on metal wires[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(7):071106.
- [13] TREIZEBRÉ A, AKALIN T, BOCQUET B. Planar excitation of Goubau transmission lines for THz bioMEMS[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2005, 15(12):886–888.
- [14] TREIZEBRÉ A, BOCQUET B, XU Yansheng, et al. New THz excitation of planar Goubau line[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2008, 50(11):2998–3001.
- [15] PENDRY J B, MARTÍN-MORENO L, GARCÍA-VIDAL F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces[J]. Science, 2004, 305(5685):847–848.
- [16] GARCÍA-VIDAL F J, MARTÍN-MORENO L, PENDRY J B. Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials[J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2005, 7(2):S97.
- [17] MARTÍN-CANO D, NESTEROV M L, FERNÁNDEZ-DOMÍNGUEZ A I, et al. Domino plasmons for subwavelength terahertz circuitry[J]. Optics Express, 2010, 18(2):754–764.
- [18] SHEN Xiaopeng, CUI Tiejun, MARTÍN-CANO D, et al. Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2013, 110(1):40–45.
- [19] NAIK G V, SHALAEV V M, BOLTASSEVA A. Alternative plasmonic materials: beyond gold and silver[J]. Advanced Materials, 2013, 25(24):3264–3294.
- [20] RIVAS J G, KUTTGE M, BOLIVAR P H, et al. Propagation of surface plasmon polaritons on semiconductor gratings[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(25):256804.
- [21] NOVOSELOV K S, GEIM A K, MOROZOV S V, et al. Electric field effect in atomically thin carbon films[J]. Science, 2004, 306(5696):666–669.
- [22] FEI Zhe, RODIN A S, ANDREEV G O, et al. Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging[J]. Nature, 2012, 487(7405):82–85.
- [23] ZAYATS A V, SMOLYANINOV I I, MARADUDIN A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons[J]. Physics Reports, 2005, 408(3–4):131–314.
- [24] NG B, WU Jianfeng, HANHAM S M, et al. Spoof plasmon surfaces: a novel platform for THz sensing[J]. Advanced Optical Materials, 2013, 1(8):543–548.
- [25] WILLIAMS C R, ANDREWS S R, MAIER S A, et al. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces[J]. Nature Photonics, 2008, 2(3):175–179.
- [26] LI Shanshan, JADIDI M M, MURPHY T E, et al. Terahertz surface plasmon polaritons on a semiconductor surface structured with periodic V-grooves[J]. Optics Express, 2013, 21(6):7041–7049.
- [27] KUMAR G, LI Shanshan, JADIDI M M, et al. Terahertz surface plasmon waveguide based on a one-dimensional array of silicon pillars[J]. New Journal of Physics, 2013, 15(8):085031.
- [28] O'HARA J F, AVERITT R D, TAYLOR A J. Terahertz surface plasmon polariton coupling on metallic gratings[J]. Optics Express, 2004, 12(25):6397–6402.
- [29] MARTL M, DARMO J, UNTEREINER K, et al. Excitation of terahertz surface plasmon polaritons on etched groove gratings[J]. JOSA B, 2009, 26(3):554–558.
- [30] ZHANG Ying, XU Yuehong, TIAN Chunxiu, et al. Terahertz spoof surface-plasmon-polariton subwavelength waveguide[J]. Photonics Research, 2018, 6(1):18–23.
- [31] YANG Tao, STANTCHEV R, ZHOU Yuan, et al. Investigation of terahertz surface plasmon modulation with optical injection of free carriers[J]. Optical Engineering, 2016, 55(6):064109.
- [32] DAZHANG L, CUNNINGHAM J, BYRNE M B, et al. On-chip terahertz Goubau-line waveguides with integrated photoconductive emitters and mode-discriminating detectors[J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(9):092903.
- [33] WÄCHTER M, NAGEL M, KURZ H. Tapered photoconductive terahertz field probe tip with subwavelength spatial resolution[J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(4):041112.
- [34] XU Yuehong, ZHANG Xueqian, TIAN Zhen, et al. Mapping the near-field propagation of surface plasmons on terahertz

- metasurfaces[J]. Applied Physics Letters, 2015,107(2):021105.
- [35] ZHU Wenqi,AGRAWAL A,NAHATA A. Direct measurement of the Gouy phase shift for surface plasmon-polaritons[J]. Optics Express, 2007,15(16):9995-10001.
- [36] WANG Sen,ZHAO Feng,WANG Xinke,et al. Comprehensive imaging of terahertz surface plasmon polaritons[J]. Optics Express, 2014,22(14):16916-16924.
- [37] WANG Xinke,WANG Sen,SUN Wenfeng,et al. Visualization of terahertz surface waves propagation on metal foils[J]. Scientific Reports, 2016,6(1):1-6.
- [38] BLANCHARD F,DOI A,TANAKA T,et al. Real-time terahertz near-field microscope[J]. Optics Express, 2011,19(9):8277-8284.
- [39] HÄUSLER G,HECKEL W. Light sectioning with large depth and high resolution[J]. Applied Optics, 1988,27(24):5165-5169.
- [40] MITRA S,CHANAL M,CLADY R,et al. Millijoule femtosecond micro-Bessel beams for ultra-high aspect ratio machining[J]. Applied Optics, 2015,54(24):7358-7365.
- [41] DHOLAKIA K,ČIŽMÁR T. Shaping the future of manipulation[J]. Nature Photonics, 2011,5(6):335-342.
- [42] ORTIZ-AMBRIZ A,LOPEZ-AGUAYO S,KARTASHOV Y V,et al. Generation of arbitrary complex quasi-non-diffracting optical patterns[J]. Optics Express, 2013,21(19):22221-22231.
- [43] HE Jingwen,WANG Xinke,HU Dan, et al. Generation and evolution of the terahertz vortex beam[J]. Optics Express, 2013,21(17): 20230-20239.
- [44] YUAN Yangsheng,LEI Ting,LI Zhaohui,et al. Beam wander relieved orbital angular momentum communication in turbulent atmosphere using Bessel beams[J]. Scientific Reports, 2017,7(1):1-7.
- [45] BITMAN A,MOSHE I,ZALEVSKY Z. Improving depth-of field in broadband THz beams using nondiffractive Bessel beams[J]. Optics Letters, 2012,37(19):4164-4166.
- [46] LIU Changming,NIU Liting,WANG Kejia,et al. 3D-printed diffractive elements induced accelerating terahertz Airy beam[J]. Optics Express, 2016,24(25):29342-29348.
- [47] WANG Sen,WANG Shuyun,ZHANG Yan. Polarization-based dynamic manipulation of Bessel-like surface plasmon polaritons beam[J]. Optics Express, 2018,26(5):5461-5468.
- [48] LI Heting,WANG Xinke,WANG Sen,et al. Realization and characterization of terahertz surface plasmon light capsules[J]. Applied Physics Letters, 2019,114(9):091110.
- [49] SU Xiaoqiang,XU Quan,LU Yongchang,et al. Gradient index devices for terahertz spoof surface plasmon polaritons[J]. ACS Photonics, 2020,7(12):3305-3312.
- [50] WANG Sen,WANG Xinke,KAN Qiang,et al. Circular polarization analyzer with polarization tunable focusing of surface plasmon polaritons[J]. Applied Physics Letters, 2015,107(24):243504.
- [51] WANG Zhuo,LI Shiqing,ZHANG Xueqian,et al. Excite spoof surface plasmons with tailored wavefronts using high-efficiency terahertz metasurfaces[J]. Advanced Science, 2020,7(19):2000982.
- [52] FERNÁNDEZ-DOMÍNGUEZ A I,MORENO E,MARTÍN-MORENO L,et al. Terahertz wedge plasmon polaritons[J]. Optics letters, 2009,34(13):2063-2065.
- [53] FERNÁNDEZ-DOMÍNGUEZ A I,MORENO E,MARTÍN-MORENO L,et al. Guiding terahertz waves along subwavelength channels[J]. Physical Review B, 2009,79(23):233104.
- [54] TIAN Lili,ZHANG Zhenhui,LIU Jianlong,et al. Compact spoof surface plasmon polaritons waveguide drilled with L-shaped grooves[J]. Optics Express, 2016,24(25):28693-28703.
- [55] PING Richeng,MA Hong,CAI Yang. Compact and highly-confined spoof surface plasmon polaritons with fence-shaped grooves [J]. Scientific Reports, 2019,9(1):1-6.
- [56] YE Longfang,FENG Hao,CAI Guoxiong,et al. High-efficient and low-coupling spoof surface plasmon polaritons enabled by V-shaped microstrips[J]. Optics Express, 2019,27(16):22088-22099.
- [57] YUAN Mingrui,LU Yongchang,ZHANG Ying,et al. Curved terahertz surface plasmonic waveguide devices[J]. Optics Express, 2020,28(2):1987-1998.
- [58] YUAN Mingrui,LI Yanfeng,LU Yongchang,et al. High-performance and compact broadband terahertz plasmonic waveguide intersection[J]. Nanophotonics, 2019,8(10):1811-1819.
- [59] MAIER S A,ANDREWS S R,MARTÍN-MORENO L,et al. Terahertz surface plasmon-polariton propagation and focusing on periodically corrugated metal wires[J]. Physical Review Letters, 2006,97(17):176805.
- [60] JAISWAL R K,PANDITandit N,PATHAK N P. Spoof surface plasmon polaritons based reconfigurable band-pass filter[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2018,31(3):218-221.
- [61] YE Longfang,ZHANG Wei,OFORI-OKAI B K,et al. Super subwavelength guiding and rejecting of terahertz spoof SPPs enabled by planar plasmonic waveguides and notch filters based on spiral-shaped units[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018,36(20):4988-4994.

- [62] XU Kaida, GUO Yingjiang, DENG Xianjin. Terahertz broadband spoof surface plasmon polaritons using high-order mode developed from ultra-compact split-ring grooves[J]. Optics Express, 2019,27(4):4354–4363.
- [63] GAO Xi, SHI Jinhui, MA Huifeng, et al. Dual-band spoof surface plasmon polaritons based on composite-periodic gratings[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2012,45(50):505104.
- [64] GAO Xi, SHI Jinhui, SHEN Xiaopeng, et al. Ultrathin dual-band surface plasmonic polariton waveguide and frequency splitter in microwave frequencies[J]. Applied Physics Letters, 2013,102(15):151912.
- [65] GAN Qiaoqiang, FU Zhan, DING Yujie J, et al. Ultrawide-bandwidth slow-light system based on THz plasmonic graded metallic grating structures[J]. Physical Review Letters, 2008,100(25):256803.
- [66] CAO Lidan, ZHANG Yan. Light controlled surface plasmon polaritons switch based on a gradient metal grating[J]. Optics Communications, 2018(424):103–106.
- [67] ISLAM M, CHOWDHURY D R, AHMAD A, et al. Terahertz plasmonic waveguide based thin film sensor[J]. Journal of Lightwave Technology, 2017,35(23):5215–5221.
- [68] DHRITI K M, KUMAR G. Study of resonant modes for sensing in a multimode planar plasmonic terahertz waveguide[C]// 2019 Workshop on Recent Advances in Photonics(WRAP). Guwahati:IEEE, 2019:1–3.
- [69] ISLAM M, BARBHUYAN M E. Slow-light application using dielectrics in a metallic terahertz plasmonic waveguide[J]. JOSA A, 2020,37(6):1053–1059.
- [70] CHENG Bohan, YE Yusiou, LAN Yungchiang, et al. Temperature tunability of surface plasmon enhanced Smith-Purcell terahertz radiation for semiconductor-based grating[J]. Scientific Reports, 2017,7(1):1–9.
- [71] ZHAO Tao, HU Min, ZHONG Renbin, et al. Cherenkov terahertz radiation from graphene surface plasmon polaritons excited by an electron beam[J]. Applied Physics Letters, 2017,110(23):231102.
- [72] LAN Yung-chiang, SHEN Chia-hui, CHEN Chih-min. Electron cyclotron motion excited surface plasmon and radiation with orbital angular momentum on a semiconductor thin film[J]. Scientific Reports, 2020,10(1):1–11.
- [73] HUANG Xianjun, ZHANG Xiao, HU Zhirun, et al. Design of broadband and tunable terahertz absorbers based on graphene metasurface: equivalent circuit model approach[J]. IET Microwaves, Antennas & Propagation, 2015,9(4):307–312.
- [74] LIU Huaiqing, REN Guobin, GAO Yixiao, et al. Tunable terahertz plasmonic perfect absorber based on T-shaped InSb array[J]. Plasmonics, 2016,11(2):411–417.
- [75] YAO Gang, LING Furi, YUE Jin, et al. Dual-band tunable perfect metamaterial absorber in the THz range[J]. Optics Express, 2016,24(2):1518–1527.
- [76] BIABANIFARD M, ABRISHAMIAN M S. Multi-band circuit model of tunable THz absorber based on graphene sheet and ribbons[J]. AEU-International Journal of Electronics and Communications, 2018(95):256–263.
- [77] CHEN Fu, CHENG Yongzhi, LUO Hui. A broadband tunable terahertz metamaterial absorber based on single-layer complementary ∂ -shaped graphene[J]. Materials, 2020,13(4):860.
- [78] CORREAS-SERRANO D, GOMEZ-DIAZ J S, PERRUISSEAU-CARRIER J, et al. Graphene-based plasmonic tunable low-pass filters in the terahertz band[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2014,13(6):1145–1153.
- [79] LUO Xin, ZHAI Xiang, WANG Lingling, et al. Tunable terahertz narrow-band plasmonic filter based on optical Tamm plasmon in dual-section InSb slot waveguide[J]. Plasmonics, 2017,12(2):509–514.
- [80] DMITRIEV V, MELO G, CASTRO W. Tunable THz switch-filter based on magneto-plasmonic graphene nanodisk[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2021,57(5):1–9.
- [81] ZHU Jiaqi, RUAN Banxian, YOU Qi, et al. Terahertz imaging sensor based on the strong coupling of surface plasmon polaritons between PVDF and graphene[J]. Sensors and Actuators B: Chemical, 2018(264):398–403.
- [82] ZHANG Zhaojian, YANG Junbo, HE Xin, et al. Tunable plasmon-induced transparency and slow light in terahertz chip-scale semiconductor plasmonic waveguides[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020,53(31):315101.

作者简介：

牛昭然(1996–)，女，在读硕士研究生，主要从事太赫兹表面等离子体激元器件的研究。email: 524760330@qq.com.

张 岩(1972–)，男，博士，教授，博士生导师，主要从事光学信息处理、太赫兹波谱与成像、超构表面器件等方面的研究。

蔡志鹏(1980–)，男，博士，讲师，主要从事光电阴极及可见–近红外像增强器研究、拉曼检测及表面增强拉曼散射研究。